

Сверхпроводниковые кубитные системы как платформа для изучения эффектов нестационарной электродинамики в полости

А. А. Жуков^{a,b}, С. В. Ремизов^{a,c}, В. В. Погосов^{a,d}, Д. С. Шапиро^{a,c}, Ю. Е. Лозовик^{e,a,f1)}

^aВсероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, 127055 Москва, Россия

^bНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

^cИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

^dИнститут теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

^eИнститут спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

^fНациональный исследовательский университет “Высшая школа Экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 мая 2018 г.

Показано, что сверхпроводниковые кубитные системы, благодаря своей высокой перестраиваемости, могут использоваться в качестве платформы для экспериментального исследования различных эффектов нестационарной квантовой электродинамики в полости. Так, за счет неадиабатического изменения эффективной константы взаимодействия между подсистемой кубитов и резонатора можно добиться реализации динамического эффекта Лэмба, который проявляется в возбуждении кубита (атома) при изменении лэмбовского сдвига его уровней. Примечательно, что влияние диссипации энергии в таких параметрически возбуждаемых системах может быть весьма нетривиальным: диссипация в одной из подсистем гибридной системы способна приводить к усилению квантовых эффектов в другой подсистеме. Это относится к таким явлениям, как параметрическое возбуждение кубита, генерация фотонов из вакуума, а также создание и удержание конечной запутанности кубитов.

DOI: 10.1134/S0370274X1813012X

Сверхпроводниковые электрические цепи с джозефсоновскими контактами имеют макроскопические размеры, но при этом ведут себя, как квантовые объекты. Это делает возможным рассматривать их в роли искусственных атомов и использовать в качестве кубитов [1–6]. Такая возможность обусловлена недавним прогрессом в методах изготовления соответствующих микро- и наноструктур, а также управления их квантовыми степенями свободы, который и позволил применить сверхпроводящие системы в квантовых вычислениях [7–12]. Передача и обработка информации в квантовых устройствах может быть эффективно реализована, только если эффекты диссипации и внешнего шума существенно подавлены [13].

Сверхпроводниковые кубиты могут быть объединены с микроволновыми волноводами, фотонное поле в которых квантовано. В подобных системах реализованы такие эффекты, как осцилляции Раби [14–17], квантовый отклик [18], излучение гигагерцовых фотонов [19]; кроме того, многокубитные си-

стемы образуют субволновые квантовые метаматериалы [8, 20–22]. Эффективное описание единичного кубита, взаимодействующего с квантованным полем микроволнового резонатора, дается хорошо известной моделью Раби [1, 23, 24].

Более того, сверхпроводниковые цепи, объединенные с микроволновыми резонаторами, обеспечивают уникальную возможность для наблюдения нестационарных эффектов квантовой электродинамики (КЭД), которые весьма трудно реализовать экспериментально в более традиционных постановках. Причины этого заключаются в том, что: 1) частота резонатора в сверхпроводниковой системе примерно на шесть порядков меньше частот в оптических системах; 2) в сверхпроводниковых системах можно точно и быстро перестраивать многие эффективные параметры. В данной обзорной работе речь пойдет о ряде таких эффектов [25–29], которые вызываются параметрическими возбуждениями системы и могут быть реализованы в сверхпроводниковых системах благодаря их перестраиваемости.

Давно предсказанный динамический эффект Казимира [30] – один из примеров такого нестационар-

¹⁾e-mail: lozovik@isan.troitsk.ru

ного эффекта КЭД. В соответствии с первоначальной идеей, “пустое” пространство между двумя зеркалами может испускать фотоны благодаря неадиабатическому изменению вакуумных флуктуаций, вызванному быстрым движением этих зеркал относительно друг друга. Для того чтобы наблюдать этот эффект, необходимо двигать зеркала со скоростью, близкой к скорости света, что выглядит практически невозможным при прямом эксперименте. Поэтому было выдвинуто несколько иных предложений, как пронаблюдать динамический эффект Казимира (см., например, [31–33]). Во всех этих схемах предлагается вместо непосредственного движения массивных “зеркал” неадиабатично изменять эффективные граничные условия для электромагнитного поля. Примечательно, что именно сверхпроводниковые системы первыми позволили пронаблюдать динамический эффект Казимира [34, 35]. Это было достигнуто с использованием дополнительного сверхпроводящего квантового интерференционного детектора (СКВИДа) в конце волновода, который управлял эффективными граничными условиями с помощью изменяемого во времени магнитного потока, проходящего через СКВИД.

Присутствие дополнительного атома в полости с зависящими от времени параметрами приводит к другим эффектам КЭД, так как атом и фотонное поле взаимодействуют друг с другом [36–40]. Например, можно параметрически возбудить атом, даже если изначально полость была пуста. Как было показано в работе [39], существует несколько каналов для этого процесса. В случае неадиабатического изменения параметров полости, реализуется два канала. Наиболее ожидаемый механизм – это поглощение казимировских фотонов. Другой канал работает благодаря неадиабатическим модуляциям атомного сдвига Лэмба: виртуальные состояния гибридной системы атома и фотонов превращаются в реальные состояния. Этот новый нестационарный эффект КЭД может быть назван динамическим эффектом Лэмба [39]. Следует отметить, что существование статического сдвига Лэмба энергетических уровней сверхпроводникового кубита было подтверждено экспериментально в работе [41]. В отличие от естественных атомов этот эффект может быть значительно усилен, так как возможно добиться режима сильной связи между искусственным макроскопическим атомом и резонатором.

На практике весьма сложно отделить механизм возбуждения атома за счет динамического эффекта Лэмба от другого механизма из-за поглощения казимировских фотонов. Для того, чтобы преодолеть эту

трудность, в работе [39] было предложено использовать одиночный атом, пролетающий через резонатор, состоящий из двух цилиндрических камер разного диаметра, каждая из которых дает свой сдвиг Лэмба. Покидая одну камеру и влетая в другую, атом может испытать динамический эффект Лэмба, т.е. параметрически возбудиться. Особенности этой схемы является то, что в ней не возникают казимировские фотоны. Таким образом, в принципе, можно изолировать динамический эффект Лэмба. Однако непосредственно реализовать данную схему на эксперименте очень сложно.

В нашей работе [25] для наблюдения динамического эффекта Лэмба было предложено использовать сверхпроводниковые джозефсоновские системы, в которых изменение сдвига Лэмба можно добиться не за счет изменяющейся геометрии, а за счет модуляции во времени эффективной константы взаимодействия между кубитом и сверхпроводниковым резонатором. Отличительной особенностью этой схемы является отсутствие генерации казимировских фотонов, так что остается лишь один механизм возбуждения кубита – за счет динамического эффекта Лэмба.

Существуют различные виды сверхпроводниковых кубитов. Все они представляют из себя сверхпроводниковые кольца, содержащие несколько джозефсоновских контактов, но отличаются друг от друга отношением их зарядовой энергии и энергии Джозефсона. Чтобы экспериментально исследовать динамический эффект Лэмба, необходимо использовать кубит, который позволяет задействовать динамическую перестройку константы его связи с фотонным полем с частотой резонатора или даже быстрее. Лучше всего для этого подходят зарядовые (трансоны) или потоковые кубиты [42]. В случае потоковых кубитов, перестройка достигается за счет дополнительного СКВИДа и изменения магнитного потока через него. В случае трансонов можно использовать два сильно связанных кубита, из степеней свободы которого можно построить единичный логический кубит с динамически перестраиваемым взаимодействием с полостью. Энергия связи может меняться как одним переключением, так и с периодической модуляцией. Последнее, как будет показано, оказывается наиболее эффективным.

Система “кубит-резонатор” может быть описана в рамках модели Раби [23, 24, 43], которая широко используется в квантовой оптике. Полный гамильтониан такой модели учитывает однофотонные фотоны с частотой ω и кубит с “голой” частотой возбуждения ϵ , а также взаимодействие между ними V :

$$\mathcal{H} = \omega a^\dagger a + \frac{\varepsilon}{2}(1 + \sigma^z) + V, \quad (1)$$

где a^\dagger и a – вторично квантованные бозонные операторы фотонного поля, а матрицы Паули $\sigma^z = 2\sigma^+ \sigma^- - 1$, σ^+ , σ^- действуют в пространстве состояний кубита. Оператор V имеет вид:

$$V = g(a + a^\dagger)(\sigma^- + \sigma^+), \quad (2)$$

где $a + a^\dagger$ и $\sigma^- + \sigma^+$, с точностью до коэффициента есть ни что иное, как операторы электрического поля и дипольного момента, соответственно, а $g \ll \omega$ – константа связи. Оператор V можно разбить на сумму двух слагаемых,

$$V = V_1 + V_2, \quad (3)$$

где

$$V_1 = g(a\sigma^+ + a^\dagger\sigma^-) \quad (4)$$

обеспечивает приближение вращающейся волны, сохраняющее число возбуждений, а

$$V_2 = g(a^\dagger\sigma^+ + a\sigma^-) \quad (5)$$

представляет из себя слагаемое, не сохраняющее число возбуждений в системе. В стационарных или слабовозбужденных системах вторым слагаемым можно пренебречь. Однако этого нельзя сделать в условиях параметрической накачки, которую и предлагается использовать для реализации динамического эффекта Лэмба и связанных явлений. Таким образом, полагается, что константа g может меняться во времени.

В нашей работе [25] была построена динамическая теория возмущений, в которой в качестве нулевого приближения используется стационарный гамильтониан в приближении вращающейся волны, где константа связи равна усредненному по времени значению $\bar{g} = \langle g(t) \rangle_t$ (усреднение выполняется после того, как связь включается), а оставшиеся нестационарные члены рассматривались как возмущение. Исходное состояние системы соответствует невозбужденному кубиту и резонатору, $|0, g\rangle$, которые между собой не взаимодействуют. В результате было показано, что наибольший эффект возникает, если константа взаимодействия модулируется с удвоенной частотой резонатора, а частоты возбуждения кубита и полости совпадают. В этом случае возникает явление параметрического резонанса и, что замечательно, возбужденное состояние кубита населяется до высоких значений ~ 1 даже в пределе слабого взаимодействия кубита и полости, $g \ll \omega$. Кубит испытывает осцилляции, напоминающие рабиевские, но

вызванные взаимодействием, не сохраняющим числа возбуждений. В случае единичного переключения, эффект остается слабым в меру малости величины g/ω . Важно, что возбуждение кубита сопровождается не поглощением, а испусканием фотона.

В этом анализе пока что пренебрегалось влиянием диссипации энергии в резонаторе κ и кубите γ . Динамику системы в присутствии диссипации энергии можно описать уравнением Линдблада:

$$\partial_t \rho(t) - \Gamma(\rho(t)) = -i[H(t), \rho(t)], \quad (6)$$

где процессы релаксации описываются с помощью супероператора следующего вида:

$$\Gamma(\rho) = \kappa(2a\rho a^\dagger - a^\dagger a \rho - \rho a^\dagger a) + \gamma(2\sigma^- \rho \sigma^+ - \sigma^+ \sigma^- \rho - \rho \sigma^+ \sigma^-). \quad (7)$$

Как оказалось [26], конечная диссипация энергии в кубите способна усилить, а не ослабить генерацию фотонов из вакуума. Прежде чем представить результаты полноценного численного расчета уравнения Линдблада, рассмотрим общую структуру “голых” энергетических уровней и процессов, в которых они участвуют. Эти процессы обусловлены членами взаимодействия V_1 и V_2 в гамильтониане, а также распадом возбужденного состояния кубита. Рисунок 1 иллюстрирует структуру энергетических уровней системы при действии внешней накачки в резонансном случае $\omega = \varepsilon$. В общем, можно ожидать, что в нашей системе должна быть конкуренция между различными процессами. А именно, есть чисто когерентный процесс параметрического возбуждения кубита, заполняющий состояния $|n, e\rangle$, где n – нечетное. За это отвечает как член V_2 гамильтониана, который не сохраняет число возбуждений (сплошная линия на рис. 1), так и слагаемое, сохраняющее число возбуждений V_1 (пунктирная линия на рис. 1). Возбуждение кубита происходит из-за динамического эффекта Лэмба, возникшего благодаря V_2 . Существует также процесс распада возбужденного состояния кубита (волнистые кривые на рис. 1), которые могут вернуть систему в исходное состояние через V_1 . Этот последний процесс стремится подавить динамический эффект Лэмба. Однако вместо того, чтобы вернуться в исходное состояние, система может быть снова возбуждена через V_2 , что приводит к конечным населенностям состояний $|n, e\rangle$, где n – четное. Таким образом, конечная диссипация энергии в кубите может усиливать квантовый эффект генерации фотонов из вакуума, поскольку формирует новый канал для его осуществления.

При включении в рассмотрение диссипации в полости картина существенно усложняется, однако ка-

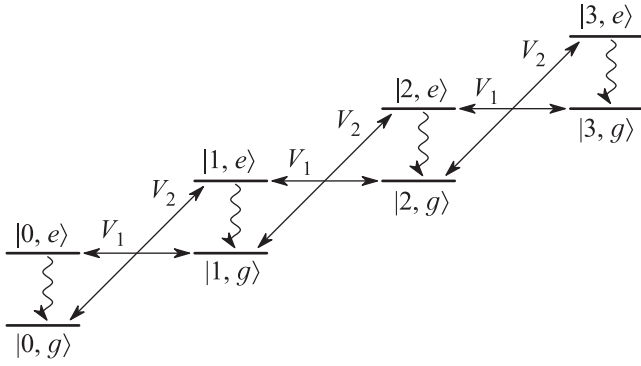


Рис. 1. Структура энергетического спектра в случае полного резонанса, а также основные переходы, вызванные взаимодействием в гамильтониане и распадом возбужденного состояния кубита

чественный вывод о том, что диссипация энергии в одной из подсистем составной квантовой системы способна усиливать квантовые эффекты в другой подсистеме, остается верной. Причем это оказывается справедливым и для квантовых эффектов в подсистеме кубита. В наших работах [26, 29] были выявлены оптимальные режимы и оптимальные типы сигнала накачки для наблюдения такого рода явлений в системе единичного кубита и одномодовой полости.

В качестве иллюстрации на рис. 2 построены временные зависимости населенности возбужденного

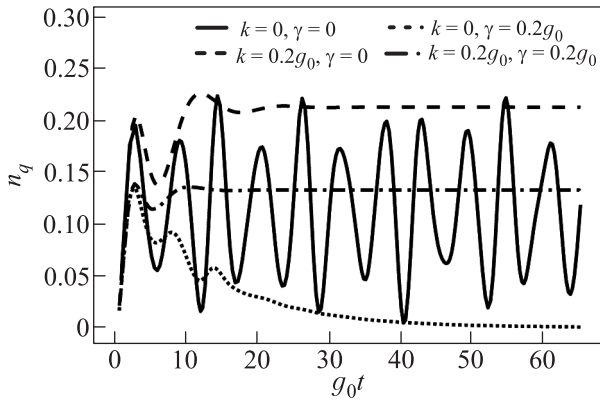


Рис. 2. Динамика заселенности возбужденного состояния кубита при разных параметрах

состояния кубита n_q после включения внешней накачки $g(t) = g_0\theta(\cos 2\omega t)$ с $g_0 = 0.05\omega$ (θ – это функция Хевисайда). Время измеряем в единицах g_0^{-1} . Полученные зависимости в реальности представлены суперпозициями быстрых и медленных колебания с частотами порядка ω и g_0 , соответственно. Быстрые колебания не различимы на рис. 2 из-за их малой амплитуды в пределе $g_0/\omega \ll 1$. Из этих графиков вид-

но, что включение относительно небольшой диссипации энергии в полости κ увеличивает заселенность возбужденного состояния кубита. Более подробное исследование содержится в работе [29]. Эффект усиления генерации фотонов из вакуума при содействии конечной диссипации энергии в подсистеме кубитов будет рассмотрен ниже при анализе системы из двух кубитов.

Статистика фотонных состояний после их стабилизации оказывается весьма своеобразной, и это определенно является следствием параметрического возбуждения фотонов. На рисунке 3 приведена

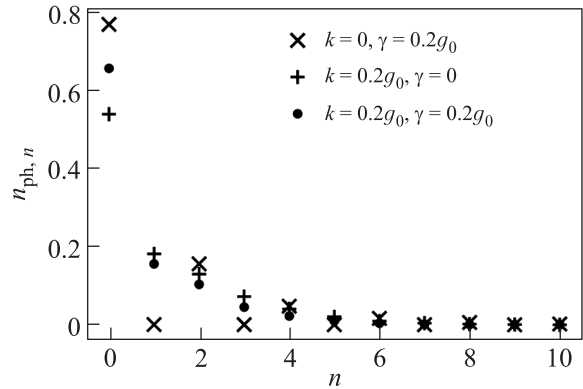


Рис. 3. Заполнение n -фотонных состояний резонатора для разных n в установившемся режиме

гистограмма заполнения n -фотонных состояний для разных чисел фотонов n . Видно, что при малых потерях в резонаторе только состояния с четными значениями n заполняются после того, как произошла стабилизация, что, вообще говоря, может быть проверено на эксперименте. Рисунок 4 показывает, как именно населенности фотонных состояний стабилизируются после того, как была включена параметрическая накачка. Важно отметить также тот факт, что наличие потерь в резонаторе приводит к тому, что состояния с нечетным числом фотонов также начинают заполняться.

Рисунки 2 и 3 свидетельствуют о том, что при малых потерях в резонаторе ($\kappa \rightarrow 0$) только низкоэнергетические фотонные состояния и основное состояние кубита заселены после стабилизации, т.е. состояния $|n, g\rangle$ с $n \sim 1$. Это связано с конкуренцией между двумя процессами. Факт наличия стабилизации означает, что процесс, включающий распад, сильнее. Тем не менее для того, чтобы добиться такой стабилизации, как видно из рис. 2 и 4, нужен некоторый переходный динамический режим, в котором кубит может находиться в возбужденном состоянии.

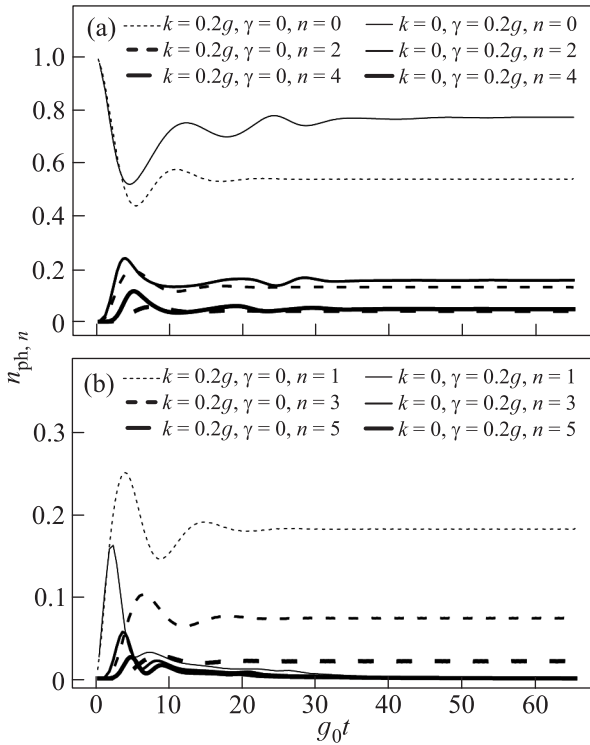


Рис. 4. Динамика среднего числа фотонов в n -фотонном состоянии с четным (а) и нечетным (б) числом n

Динамическое изменение величины связи кубита и резонатора, хотя и возможно на практике, предполагает использование достаточно непростых экспериментальных схем. Поэтому можно рассмотреть альтернативный подход, заключающийся в динамическом изменении параметров резонатора и, в частности, резонансной частоты, что было сделано в нашей работе [27]. Возникающий вследствие этого динамический эффект Казимира, заключающийся в рождении фотонов из вакуума, можно описать вкладом в гамильтониан вида [44–47].

$$\mathcal{H}_{\text{cas}}(t) = i\hbar \frac{\partial_t \omega(t)}{4\omega(t)} (a^2 - (a^\dagger)^2). \quad (8)$$

В случае одиночного мгновенного переключения частоты резонатора с ω_1 до ω_2 вероятность возбуждения кубита за счет процесса типа V_1 (поглощение казимировского фотона, рожденного $\mathcal{H}_{\text{cas}}(t)$) при $t \rightarrow \infty$, w_{cas} сильно зависит от частоты ω_2 [39]:

$$w_{\text{cas}} \simeq \begin{cases} \frac{g^2}{(\epsilon - \omega_2)^2} \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{4\omega_1\omega_2}, & |\epsilon - \omega_2| \gg g, \\ \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\omega_2^2}, & |\epsilon - \omega_2| \ll g. \end{cases} \quad (9)$$

Результат вполне ожидаем – вероятность возбуждения кубита будет максимальна в случае резонанса $\epsilon \simeq \omega_2$. Однако, если относительное изменение частоты небольшое, то эта вероятность также мала. Динамический эффект Лэмба – возбуждение кубита за счет процессов типа V_2 – не так сильно зависит от частоты ω_2 [39]:

$$w_L \simeq \frac{g^2(\omega_1 - \omega_2)^2}{(\epsilon + \omega_2)^2(\epsilon + \omega_1)^2}. \quad (10)$$

Это, в принципе, позволяет различить эти два процесса: в случае сильной расстройки вероятность возбуждения кубита в результате обоих процессов одного порядка, однако, вблизи резонанса $w_{\text{cas}} \gg w_L$.

Описанный выше слабый эффект одиночного переключения может быть усилен за счет периодической модуляции сигнала $\omega(t) = \omega_0 + d \cos \Omega t$ при специальном подборе параметров модуляции [27]. Так, при достаточно большой величине d накачка фотонной моды превосходит потери, и происходит неограниченный рост количества фотонов. Можно показать, что критическая величина глубины модуляции есть

$$d_{\text{crit}} = \frac{2\omega_0}{\Omega} \sqrt{\kappa^2 + (\Omega - 2\omega_0)^2}.$$

Схожий результат был получен ранее [48]. Рассмотрим теперь систему, состоящую из взаимодействующих друг с другом кубита и резонатора. В случае небольшой глубины модуляции, $d \ll \omega_0$, динамика системы сильно зависит от величины Ω и на частотах, соответствующих “одетым” уровням стационарной системы, для которой $d = 0$, следует ожидать наличие особенностей. Действительно, численное моделирование показывает наличие двух максимумов величины установившейся заселенности возбужденного состояния кубита вблизи $\Omega \sim 2\omega_0$, соответствующих состояниям $|2, g\rangle$ и $|1, e\rangle$, расстояние между которыми пропорционально g . Ширина пиков, в свою очередь, определяется затуханием [27]. В режимах, соответствующих пикам, процессы, не сохраняющие числа возбуждений, проявляют себя посредством быстрых осцилляций заселенности кубита с частотой порядка частоты резонатора, которые также могут быть детектированы с помощью современных средств измерения состояний сверхпроводниковых кубитов. Таким образом, получаем, что процессы, не сохраняющие числа возбуждений, в условиях описанной выше параметрической накачки наиболее сильно проявляют себя не вдали от резонанса, а вблизи него.

Более детальное исследование показывает, что помимо генерации возбуждений кубитов и рождения

фотонов, в системе кубитов и резонатора с динамически меняющейся связью возможны более тонкие эффекты и, в частности, генерация и даже удержание квантовой запутанности кубитов [28]. Для изучения этого эффекта рассмотрим два идентичных кубита, связанных с одномодовым резонатором, а затухание будем учитывать с помощью уравнения Линдблада по аналогии с тем, как это делалось раньше. При рассмотрении для простоты ограничимся лишь резонансным случаем, когда энергия кубита и частота резонатора совпадают.

Для исследования запутанности рассмотрим величину квантовой согласованности C , которая является необходимым и достаточным критерием отличия сепарабельного состояния двух кубитов от запутанного. В случае сепарабельного состояния матрица плотности двух кубитов выражается в виде выпуклой комбинации прямых произведений однокубитных матриц плотности. Для вычисления C будем пользоваться стандартной процедурой, предложенной в [49]. Двухкубитную матрицу плотности получаем из полной матрицы плотности путем взятия частичного следа по фотонной степени свободы.

Нас будет интересовать медленная динамика системы. Это позволяет, оставив в зависимости $g(t)$ лишь две фурье-компоненты $p = \langle g(t) \rangle_t$ и $q = \langle g(t) \exp(-2i\omega t) \rangle_t$. Их удобно преобразовать в $p = g_0\theta$, $q = g_0(1 - \theta)$, где $0 \leq \theta \leq 1$. Параметр p отвечает за взаимодействие в канале, который сохраняет число возбуждений, а q отвечает за процессы, изменяющие число возбуждений на ± 2 . Отметим, что $\theta < 0.5$ соответствует знакопеременным колебаниям $g(t)$. Таким образом, задача сводится к рассмотрению гамильтониана, который в представлении взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{H} = g_0 \sum_{j=1,2} [\theta(\sigma_j^+ a + \sigma_j^- a^\dagger) + (1-\theta)(\sigma_j^+ a^\dagger + \sigma_j^- a)], \quad (11)$$

и не зависит явно от времени. Как и ранее, потери будем описывать с помощью уравнения Линдблада (6).

Результаты численного моделирования приведены на рис. 5–7. В отсутствие затухания видны осцилляции квантовой согласованности на частоте, близкой к частоте Раби. Высокое значение максимальной квантовой согласованности достигается несмотря на то, что величина g_0 мала по сравнению с ω . Это является прямым следствием резонанса между энергиями возбуждения обоих кубитов и частотой резонатора, а также специальным выбором частоты модуляции. Заметим, что уменьшая g_0 , можно повысить

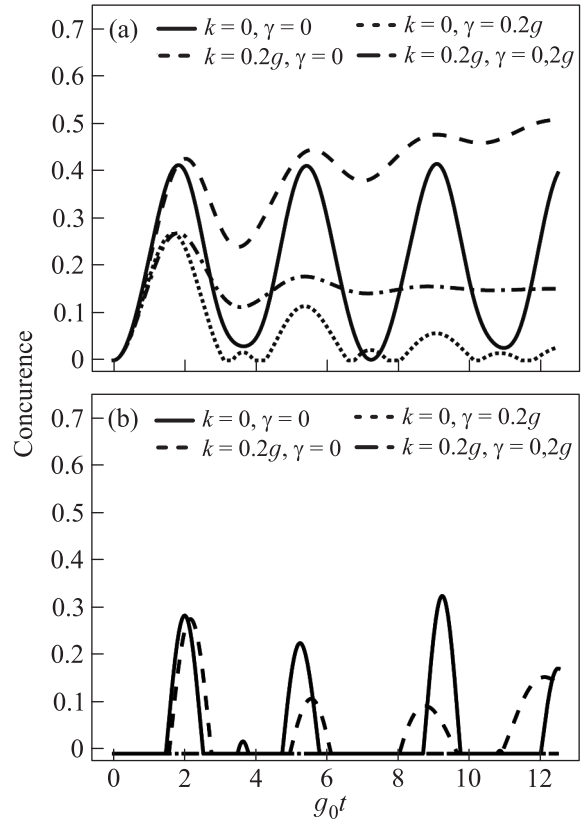


Рис. 5. Динамика квантовой согласованности при $\theta = 0.75$ (a) и $\theta = 0.25$ (b) для разных величин затухания

максимальную величину квантовой согласованности в установившемся состоянии до значений ≈ 1 .

Важно отметить, что наличие потерь в резонаторе приводит к двум эффектам – во-первых, подавляются осцилляции квантовой согласованности во времени, а, во-вторых, в случае малых потерь в кубитах, увеличивается ее величина. В результате, в установившемся режиме величина квантовой согласованности может быть больше, чем ее максимальная величина в системе без потерь в резонаторе. При этом, как и следовало ожидать, потери в кубитах подавляют величину квантовой согласованности.

Сравнение этих результатов с динамикой числа фотонов в резонаторе, построенных при тех же параметрах, позволяет прийти к двум важным выводам. Во-первых, для генерации фотонов важными являются процессы с сохранением числа возбуждений ($\theta < 1/2$), в то время как для генерации квантовой запутанности, наоборот, важны процессы с изменением числа возбуждений ($\theta > 1/2$). Во-вторых, снова приходим к выводу о том, что потери в одной части квантовой системы могут усиливать квантовые эффекты в другой. Так, усиление квантовых эффектов в фотонной подсистеме происходит из-за

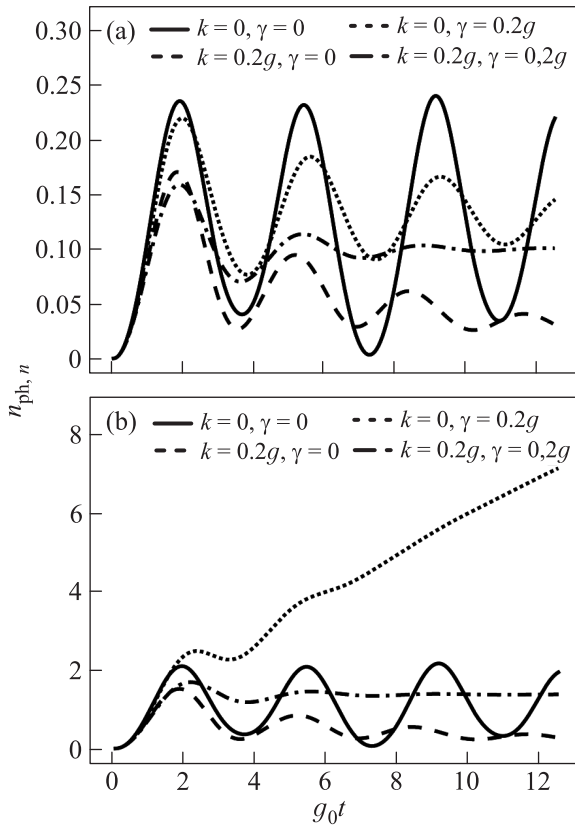


Рис. 6. Динамика числа фотонов при $\theta = 0.75$ (а) и $\theta = 0.25$ (б) для разных величин затухания

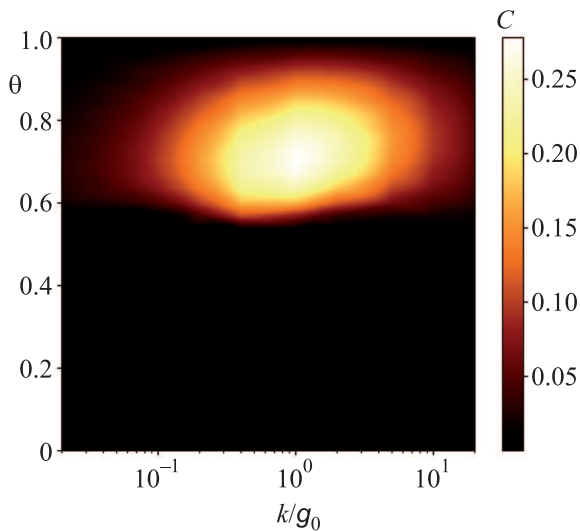


Рис. 7. (Цветной онлайн) Цветовая карта квантовой согласованности между двумя кубитами в установившемся режиме при скорости релаксации кубита $\gamma = 0.2g_0$ при разных значениях θ и скорости релаксации резонатора

конечной скорости затухания в кубитной подсистеме. Объяснение состоит в том, что из состояний с

двумя возбужденными кубитами, $|n, ee\rangle$, нельзя перейти в состояния с большими n за счет V_2 , так как для этого, по крайней мере, один из кубитов должен быть в своем основном состоянии. Однако если в системе присутствует конечное затухание γ , кубиты могут перейти в основное состояние, а затем будут снова возбуждены за счет V_2 в состояние с $n + 1$ фотонами. Оказывается, что для сильной (знакопеременной) модуляции, т.е. при $\theta < 0.5$, это возбуждение становится очень эффективным и преобладает над процессами, порожденными V_1 . Однако из-за возникающей интенсивной генерации фотонов согласованность между кубитами подавляется, так как все возможные состояния подсистемы кубитов заселяются.

Тонкий баланс между разными процессами для достижения максимальной величины квантовой согласованности проиллюстрирован на рис. 7. Максимальная величина согласованности достигается при оптимальном соотношении потерь в резонаторе и формы накачки, определяющем соотношение между процессами V_1 и V_2 . Представляется, что эти результаты могут найти применение для генерации и удержания квантовой запутанности в диссипативных системах.

В заключение также отметим, что исключительную перестраиваемость сверхпроводниковых квантовых систем перспективно использовать для создания динамических квантовых симуляторов модели Дикке, в которых можно исследовать зависимость динамики системы от начальных условий [50].

В работе было продемонстрировано, что сверхпроводниковые системы, содержащие кубиты, связанные с микроволновыми резонаторами, могут использоваться в качестве многообещающей платформы для экспериментального и теоретического изучения нестационарных эффектов квантовой электродинамики в полости. Основное преимущество сверхпроводниковых систем заключается в их исключительно высокой степени перестраиваемости – многие эффективные параметры таких систем могут динамически меняться во время эксперимента в широком диапазоне частот и амплитуд. Данное обстоятельство было предложено использовать для наблюдения динамического эффекта Лэмба, предсказанного ранее для естественных атомов. Данный эффект проявляется при неадиабатическом изменении лэмбовского сдвига атомных уровней энергии и приводит к возбуждению атома. Нами была предложена нетривиальная реализация этого эффекта не за счет изменения геометрии или граничных условий в системе, а за счет модуляции эффективной константы взаи-

модействования между фотонным полем и кубитом. Это позволяет подавить все иные каналы возбуждения кубита, оставив лишь механизм, связанный с динамическим эффектом Лэмба. Для усиления данного эффекта было предложено использовать метод параметрической накачки. Более того, было показано, что в подобных системах с накачкой влияние диссипации энергии может быть весьма необычным, приводя к усилению квантовых эффектов в одной из подсистем за счет конечной и оптимальной скорости диссипации энергии в другой подсистеме. Это оказывается справедливым как в отношении вероятности возбуждения кубита, так и в отношении скорости генерации фотонов из вакуума. Диссипация энергии в полости позволяет также стабилизировать и удерживать конечную квантовую запутанность в подсистеме кубитов. В работе были выявлены оптимальные режимы для наблюдения такого рода эффектов, которые могут найти свое применение в приложениях, основанных на квантовых технологиях.

Авторы выражают благодарность РФФИ (проект 15-02-02128). Ю.Е. Лозовик был поддержан Программой фундаментальных исследований Высшей школы экономики.

1. P. D. Nation, J. R. Johansson, M. P. Blencowe, and F. Nori, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1 (2012).
2. J. Q. You and F. Nori, *Nature* **474**(7353), 589 (2011).
3. A. Blais, R. S. Huang, A. Wallraff, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, *Phys. Rev. A* **69**, 062320 (2004).
4. J. E. Mooij, *Science* **285**(5430), 1036 (1999).
5. D. I. Schuster, A. A. Houck, J. A. Schreier, A. Wallraff, J. M. Gambetta, A. Blais, L. Frunzio, J. Majer, B. Johnson, M. H. Devoret, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, *Nature* **445**(7127), 515 (2007).
6. E. O. Kiktenko, A. K. Fedorov, O. V. Man'ko, and V. I. Man'ko, *Phys. Rev. A* **91**, 042312 (2015).
7. M. Devoret, S. Girvin, and R. Schoelkopf, *Ann. Phys. (Leipzig)* **16**(10–11), 767 (2007).
8. O. Astafiev, A. M. Zagoskin, A. A. Abdumalikov, Y. A. Pashkin, T. Yamamoto, K. Inomata, Y. Nakamura, and J. S. Tsai, *Science* **327**(5967), 840 (2010).
9. G. Oelsner, P. Macha, O. V. Astafiev, E. Il'ichev, M. Grajcar, U. Hübner, B. I. Ivanov, P. Neillinger, and H. G. Meyer, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 053602 (2013).
10. R. Barends, L. Lamata, J. Kelly et al. (Collaboration), *Nat. Commun.* **6**(1), 7654 (2015).
11. A. Córcoles, E. Magesan, S. J. Srinivasan, A. W. Cross, M. Steffen, J. M. Gambetta, and J. M. Chow, *Nat. Commun.* **6**(1), 6979 (2015).
12. J. Braumüller, M. Sandberg, M. R. Vissers, A. Schneider, S. Schlör, L. Grünhaupt, H. Rotzinger, M. Marthaler, A. Lukashenko, A. Dieter, A. V. Ustinov, M. Weides, and D. P. Pappas, *Appl. Phys. Lett.* **108**(3), 032601 (2016).
13. Y. Makhlin, G. Schön, and A. Shnirman, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 357 (2001).
14. R. Vijay, C. Macklin, D. Slichter, S. Weber, K. Murch, R. Naik, A. N. Korotkov, and I. Siddiqi, *Stabilizing rabi oscillations in a superconducting qubit using quantum feedback*, *APS March Meeting 2012* (Boston MA, Feb. 27 – March 2, 2012) *Nature (London)* **490**, 77 (2012).
15. J. M. Fink, R. Bianchetti, M. Baur, M. Göppl, L. Steffen, S. Filipp, P. J. Leek, A. Blais, and A. Wallraff, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 083601 (2009).
16. P. Bertet, I. Chiorescu, G. Burkard, K. Semba, C. J. P. M. Harmans, D. P. DiVincenzo, and J. E. Mooij, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 257002 (2005).
17. A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, J. Majer, M. H. Devoret, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 060501 (2005).
18. C. Sayrin, I. Dotsenko, X. Zhou, B. Peaudecerf, T. Rybarczyk, S. Gleyzes, P. Rouchon, M. Mirrahimi, H. Amini, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche, *Nature* **477**(7362), 73 (2011).
19. G. Romero, J. J. García-Ripoll, and E. Solano, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 173602 (2009).
20. A. L. Rakhmanov, A. M. Zagoskin, S. Savel'ev, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **77**, 144507 (2008).
21. P. Macha, G. Oelsner, J. M. Reiner, M. Marthaler, S. André, G. Schön, U. Huebner, H. G. Meyer, E. Il'ichev, and A. V. Ustinov, *Nat. Commun.* **5**, 5146 (2014).
22. D. Shapiro, P. Macha, A. Rubtsov, and A. Ustinov, *Photonics* **2**(2), 449 (2015).
23. I. I. Rabi, *Phys. Rev.* **49**, 324 (1936).
24. I. I. Rabi, *Phys. Rev.* **51**, 652 (1937).
25. D. S. Shapiro, A. A. Zhukov, W. V. Pogosov, and Y. E. Lozovik, *Phys. Rev. A* **91**, 063814 (2015).
26. A. A. Zhukov, D. S. Shapiro, W. V. Pogosov, and Y. E. Lozovik, *Phys. Rev. A* **93**, 063845 (2016).
27. A. Zhukov, D. Shapiro, S. Remizov, W. Pogosov, and Y. Lozovik, *Phys. Lett. A* **381**(6), 592 (2017).
28. S. V. Remizov, A. A. Zhukov, D. S. Shapiro, W. V. Pogosov, and Y. E. Lozovik, *Phys. Rev. A* **96**, 043870 (2017).
29. S. V. Remizov, A. A. Zhukov, D. S. Shapiro, W. V. Pogosov, and Y. E. Lozovik, *J. Low Temp. Phys.* **191**(5–6) [3], 365 (2018).
30. G. T. Moore, *J. Math. Phys.* **11**(9), 2679 (1970).
31. E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1742 (1989).
32. Y. E. Lozovik, V. G. Tsvetus, and E. A. Vinogradov, *Phys. Scr.* **52**(2), 184 (1995).
33. A. Dodonov, E. Dodonov, and V. Dodonov, *Phys. Lett. A* **317**(5–6), 378 (2003).

34. P. Lähteenmäki, G.S. Paraoanu, J. Hassel, and P.J. Hakonen, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **110**(11), 4234 (2013).
35. C.M. Wilson, G. Johansson, A. Pourkabirian, M. Simoen, J.R. Johansson, T. Duty, F. Nori, and P. Delsing, Nature **479**(7373), 376 (2011).
36. D. J. Heinzen and M. S. Feld, Phys. Rev. Lett. **59**, 2623 (1987).
37. A. Belov, Y.E. Lozovik, and V. Pokrovskii, Sov. Phys. JETP **69**(2), 312 (1989).
38. A. Fedotov, N. Narozhny, and Y. Lozovik, Phys. Lett. A **274**(5–6), 213 (2000).
39. N. B. Narozhny, A. M. Fedotov, and Y. E. Lozovik, Phys. Rev. A **64**, 053807 (2001).
40. H. Walther, B. T. H. Varcoe, B. G. Englert, and T. Becker, Rep. Prog. Phys. **69**(5), 1325 (2006).
41. A. Fragner, M. Goppl, J.M. Fink, M. Baur, R. Bianchetti, P.J. Leek, A. Blais, and A. Wallraff, Science **322**(5906), 1357 (2008).
42. Y. Chen, C. Neill, P. Roushan et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **113**, 220502 (2014).
43. E. Jaynes and F. Cummings, Proc. IEEE **51**(1), 89 (1963).
44. C.K. Law, Phys. Rev. Lett. **73**, 1931 (1994).
45. Y.E. Lozovik, V.G. Tsvetus, and E.A. Vinogradov, Phys. Scr. **52**(2), 184 (1995).
46. V. V. Dodonov, Phys. Scr. **82**(3), 038105 (2010).
47. D. S. Veloso and A. V. Dodonov, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **48**(16), 165503 (2015).
48. V. V. Dodonov, Phys. Rev. A **58**, 4147 (1998).
49. W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **80**, 2245 (1998).
50. A. A. Zhukov, D. S. Shapiro, W. V. Pogosov, and Y. E. Lozovik, Phys. Rev. A **96**, 033804 (2017).